

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ
СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:537.635

ОСОБЕННОСТИ УГЛОВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПАРАМЕТРОВ СПЕКТРОВ
ФЕРРОМАГНИТНОГО И СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА
МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

© 2022 г. И. Г. Важенина^{a, b, *}, Р. С. Исхаков^a, В. Ю. Яковчук^a

^aИнститут физики им. Л.В. Киренского СО РАН – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН,
Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036 Россия

^bСибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041 Россия

*e-mail: irina-vazhenina@mail.ru

Поступила в редакцию 04.09.2022 г.

После доработки 25.09.2022 г.

Принята к публикации 29.09.2022 г.

Представлены результаты измерения основных параметров спектров ферромагнитного и спин-волнового резонанса (резонансного поля, ширины линии и интенсивности) однослойных пленок пермаллоя при различных углах в ориентации out-of-plane. Исследовано влияние типа поверхностных условий на угловую зависимость соотношения интенсивностей смежных мод. Установлено соответствие между углом приложенного постоянного магнитного поля относительно нормали к пленке и изменением типа колебания с однородного на неоднородное. Выявленные особенности угловых зависимостей резонансного поля и интенсивности пика спектра могут быть успешно использованы при идентификации СВЧ-спектров. Были определены фундаментальные магнитные параметры (эффективная намагниченность, константа обменного взаимодействия, константу поверхностной анизотропии, поле перпендикулярной анизотропии).

Ключевые слова: спин-волновой и ферромагнитный резонанс, константа поверхностной анизотропии, тонкие магнитные пленки, граничные условия

DOI: 10.31857/S0015323022601192

ВВЕДЕНИЕ

Ферромагнитный (ФМР) и спин-волновой (СВР) резонансы являются динамическими методами исследования магнитных систем при определении основных магнитных параметров: эффективной намагниченности M_{eff} , константы магнитной анизотропии, константы обменного взаимодействия A , константы поверхностной анизотропии K_s . Морфология объектов и классов веществ, к которым применимы указанные методики, представляют широкий диапазон: тонкие ферромагнитные пленки [1–6], порошковые системы [7, 8], разбавленные магнитные полупроводники [9–11] и нанокompозиты “ферромагнитный металл–диэлектрик” (гранулированные сплавы) [12, 13], а также ферригидридные наночастицы химического и биологического происхождения [14, 15]. Преимуществами ФМР и СВР являются простота реализации измерений и возможность получения магнитно-структурных данных об исследуемых объектах [5, 16–18]. Достоверность определяемых параметров зависит от точности идентификации мод в регистрируемом

СВЧ-спектре: их резонансного поля H_{res} , ширины линии ΔH , интенсивности I .

Интерпретация регистрируемого пика в СВЧ-спектре также определяет форму записи дисперсионного уравнения в виде $\omega_0 \sim H_{\text{res}}$ (где ω_0 – резонансная частота, H_{res} – резонансное поле) и необходимость учета в нем тех или иных анизотропных либо морфологических ($\sum N_i = 4\pi$) вкладов. Показательными в этом случае являются безуспешные попытки описать первый регистрируемый ФМР-спектр [19, 20] дисперсионным уравнением $\omega_L = \gamma H_{\text{res}}$ (где ω_L – Ларморова частота). Принципиальные результаты теоретического описания экспериментов ФМР для двух ориентаций внешнего поля относительно базиса образца были получены Киттелем [21, 22], где кроме внутреннего магнитного поля образца H_0 , учитываются размагничивающие поля анизотропии формы. Больше данных о вкладе разнообразных источников анизотропии при измерении ФМР можно получить как при изменении ориентации образца относительно направления внешнего магнитного поля, так и полного частотно-полевого анализа.

Новые вызовы возникли при определении условий возбуждения неоднородных мод намагниченности в тонкой ферромагнитной пленке в виде обменных стоячих спиновых волн и их теоретического описания [23, 24]. Основными результатами этого этапа развития методов СВР и ФМР являются: диапазон толщин пленок (100–500 нм), в котором реализуются условия для возбуждения когерентных спиновых волн, введение дополнительных (обменных) граничных условий на поверхности пленки [24–26], а также вид зависимости резонансных полей от номера моды ($H_n \sim n^2$).

Актуальность настоящей работы определяется необходимостью точного определения магнитных параметров ультратонких магнитных структур (толщина магнитной области менее 100 нм), которые используются в низкоразмерных устройствах. При применении подобных структур следует принимать во внимание два основных фактора – равноценность влияния поверхностных и объемных эффектов и скорость переориентации намагниченности. Определить затухание прецессии намагниченности относительно равновесного состояния можно по ширине линии ФМР. Поверхностная мода, регистрируемая при определенных условиях в спектре СВР, позволяет определить величину и знак константы поверхностной анизотропии. Отметим, что СВЧ-спектры ультратонких пленок имеют ряд особенностей, игнорирование которых приведет к ошибкам при верификации отдельных пиков спектра и, как следствие, к неверным оценкам магнитных параметров пленки.

Представляемая работа выполнена для установления особенностей угловых зависимостей параметров СВЧ-кривой ($H_{\text{рез}}$, ΔH , I) с целью их использования при идентификации мод регистрируемых спектров.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Методом термического испарения в вакууме (10^{-6} мм рт. ст.) на стеклянные подложки были получены однослойные пленки $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ с толщиной 70 и 140 нм, обозначаемые как Py_{70} и Py_{140} . Выбор толщины учитывал соотношение между толщиной пленки и эффективным обменным радиусом, который для материала образцов составляет ≈ 100 нм.

Спектры поглощения были измерены на оборудовании КРЦКП ФИЦ КНЦ СО РАН (спектрометр ELEXSYS E580, Bruker, Германия) в X-диапазоне (частота накачки резонатора $f = 9.48$ ГГц) при поперечной накачке резонатора. Образец помещали в пучность переменного магнитного поля h_{\perp} объемного резонатора. Кривые СВЧ-поглощения были разложены на составляющие с помощью дифференцированной функции Лоренца. Изме-

рения были выполнены при изменении направления постоянного магнитного поля по углу θ_H и по углу φ_H (рис. 1д). Намагниченность насыщения M_S была измерена на вибрационном магнетометре Lake Shore VSM 8604.

Однородная прецессия вектора намагниченности, экспериментально наблюдаемая при ФМР, возникает при отсутствии закрепления поверхностных спинов. Предельные случаи для магнито-изотропного образца в виде бесконечно тонкого диска были получены Киттелем [22]:

$$\begin{aligned} \omega_0/\gamma &= (H_0 - 4\pi M_{\text{эфф}}) (\theta_H = 0^\circ); \\ (\omega_0/\gamma)^2 &= H_0(H_0 + 4\pi M_{\text{эфф}}) (\theta_H = 90^\circ), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\gamma = 1.758 \times 10^7$ Гц/Э – гиромагнитное соотношение, θ_H и φ_H – полярный и азимутальный углы внешнего постоянного подмагничивающего поля H_0 . Отметим, что $M_{\text{эфф}}$ включает в себя, в отличие от намагниченности насыщения, разнообразные внутренние влияния (внутренние напряжения, поры, неоднородности и т.п.).

Выражение резонансной частоты ФМР в сферической системе координат [27–29] через полную энергию магнитной системы E , с учетом уравнения Ландау–Лифшица для движения намагниченности M , заданной полярным θ и азимутальным φ углами, может быть представлено:

$$\omega_0 = \frac{\gamma}{M \sin \theta} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Равновесное положение вектора намагниченности и плотность свободной энергии [28] определяется следующими соотношениями:

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi} = \frac{\partial E}{\partial \theta} = 0; \quad (3)$$

$$\begin{aligned} E &= -MH [\sin \theta \sin \theta_H \cos(\varphi - \varphi_H) + \\ &+ \cos \theta \cos \theta_H] + [2\pi M^2 + K_n] \cos^2 \theta + \\ &+ \frac{K_1}{4} [\sin^4 \theta \sin^2 2\varphi + \sin^2 2\theta] + \\ &+ \frac{K_2}{16} \sin^2 2\theta \sin^2 \theta \sin^2 2\varphi + K_u \sin^2 \theta \sin^2(\varphi - \varphi_0), \end{aligned} \quad (4)$$

где K_1 и K_2 – первая и вторая константа кубической анизотропии; K_n – константа перпендикулярной одноосной анизотропии; K_u – константа одноосной анизотропии в плоскости, φ_0 – угол, характеризующий направление поля одноосной анизотропии в плоскости.

Численно решая систему уравнений (2)–(4), можно найти значение резонансного поля H_0 однородной моды при произвольном φ_H и заданных значениях поля перпендикулярной анизотропии ($2K_n/M_S$) и поля анизотропии в плоскости ($2K_u/M_S$).

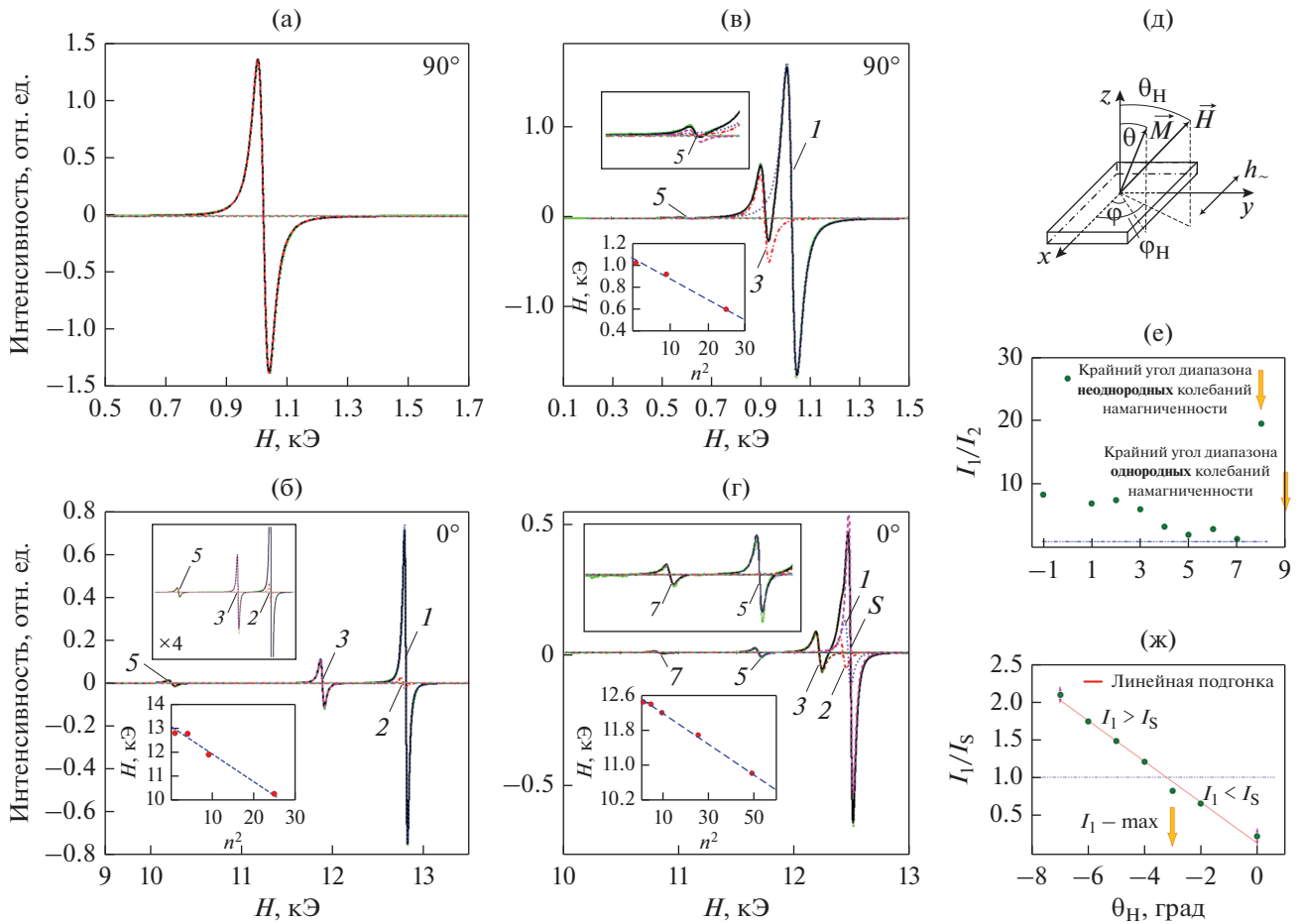


Рис. 1. Экспериментальные СВЧ спектры для однослойных пленок Fe₂₀Ni₈₀ с толщинами 70 нм (а, б) и 140 нм (в, г) при $\theta_H = 90^\circ$ (а, в) и $\theta_H = 0^\circ$ (б, г). Схема, иллюстрирующая геометрию эксперимента (д). Соотношение интенсивностей первой и второй моды (е) и первой и поверхностной моды (ж) при θ_H вблизи 0° . На вставках показаны зависимости резонансных полей от квадрата номера моды.

Неоднородное распределение намагниченности по толщине пленки в виде стоячих обменных спиновых волн, регистрируемых методом СВР, возможно в случае, если поверхностные спины жестко закреплены [24]. Положение резонансных полей возбуждаемых мод при действии постоянного магнитного поля и $\theta_H = 0^\circ$ описывается выражением:

$$H_n = (\omega_0/\gamma) + 4\pi M_{\text{eff}} - \eta_{\text{eff}} k^2, \quad (5)$$

где $\eta_{\text{eff}} = 2A/M_S$ – спин-волновая жесткость, связанная с константой обменного взаимодействия A , $k = \pi n/d$ – волновой вектор, зависящий от номера моды n и толщины пленки d .

Положение резонансных полей при регистрации спектра СВР когда $\theta_H = 90^\circ$ [16, 30] определяется:

$$H_n = \left[\sqrt{\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 + (2\pi M_{\text{eff}})^2} - 2\pi M_S \right] - \eta_{\text{eff}} k^2. \quad (6)$$

Вне зависимости от геометрии эксперимента СВР ($\theta_H = 90^\circ$ или $\theta_H = 0^\circ$) эффективная обменная жесткость в полевых координатах вычисляется по формуле:

$$\tilde{\eta}_{\text{eff}} = (H_1 - H_n)/(n^2 - 1). \quad (7)$$

Реализация того или иного вида колебаний намагниченности обусловлена граничными условиями на поверхности пленки [31]. Количественно и качественно оценить граничные условия можно по величине и знаку константы поверхностной анизотропии K_S [26, 32, 33]. Если $K_S > 0$ (легкая ось поверхностной анизотропии нормальна к поверхности пленки), то возбуждаются только гармонические моды СВР с реальными значениями волнового вектора k . Когда $K_S < 0$ (трудная ось поверхностной анизотропии нормальна к поверхности пленки), то в спектре СВР также регистрируется гиперболическая нераспространяющаяся обменная спиновая волна (поверхностная мода) с мнимым волновым вектором. Если $K_S = 0$, то од-

нородным переменным магнитным полем h возбуждается только однородное колебание намагниченности (ФМР) с $k = 0$. Согласно [24] в случае симметричных граничных условий с $K_S = \infty$, допустимые значения $k = \pi n/d$, где n принимает значения 1, 3, 5, 7, ...

Возможные виды спектров поглощения подробно рассмотрены в [17]. Отметим, что регистрируемая в спектре СВР поверхностная мода позволяет определить величину K_S :

$$|K_S| = \sqrt{\frac{M_{\text{eff}} A}{2} \left[(H_S - H_1) - \frac{2A}{M_S} \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 \right]}. \quad (8)$$

Возбуждаемые стоячие обменные спиновые волны, регистрируемые в СВР-спектре в виде отдельных пиков с $k \neq 0$, позволяют определить константу обменного взаимодействия A :

$$A = \frac{M_S}{2} \left(\frac{d}{\pi} \right)^2 \frac{H_n - H_{n+1}}{(n+1)^2 - n^2}. \quad (9)$$

Следует отметить, что величина A при $\theta_H = 0^\circ$ такая же, как и при $\theta_H = 90^\circ$.

Угловая зависимость собственных неоднородных колебаний намагниченности (стоячих обменных спиновых волн), возбуждаемых при действии однородного переменного магнитного поля h с частотой ω , определяется выражением [34]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \left(H \sin \theta_H + 4\pi M \sin \theta + \frac{2Ak^2}{M} \sin \theta \right) \times \\ \times \left(H \sin \theta_H + \frac{2Ak^2}{M} \sin \theta \right) + \\ + \left(H \cos \theta_H - 4\pi M \cos \theta + \frac{2Ak^2}{M} \cos \theta \right). \quad (10)$$

Авторы [34] установили единообразие угловых зависимостей для величины K_S и функции $(\partial H / \partial M)_{\phi, \omega}$. Они определили, что при $\theta_{H \text{ крит}}$, когда функция $(\partial H / \partial M)_{\phi, \omega} = 0$, происходит переход от одного типа граничных условий к другому. Первый случай, $0^\circ < \theta_H < \theta_{H \text{ крит}}$, на поверхностях пленки имеется закрепление и в СВЧ-спектре наблюдаются неоднородные моды с $k = \pi n/d$ (СВР). Второй случай, $\theta_{H \text{ крит}} < \theta_H < 90^\circ$, на поверхности пленки закрепление намагниченности отсутствует и внешнее магнитное поле вызывает однородное колебание с $k = 0$ (ФМР).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Угловые зависимости были измерены как в плоскости образца (in-plane ориентация), когда направление приложенного магнитного поля изменялось в плоскости пленки по углу ϕ_H , так и вне плоскости (out-of-plane ориентация) при

фиксировании ϕ_H и варьировании θ_H (рис. 1д). Полярные диаграммы резонансного поля однородной моды для Ru_{70} , а также первой и третьей неоднородных мод колебания намагниченности для Ru_{140} при in-plane ориентации демонстрируют отсутствие выделенной оси анизотропии в плоскости образцов.

Примеры экспериментальных СВЧ-спектров в out-of-plane геометрии представлены на рис. 1.

СВЧ-спектр однослойной пленки FeNi с толщиной 70 нм в диапазоне $9^\circ \leq \theta_H \leq 90^\circ$ демонстрирует возбуждение единственного пика (рис. 1а), который идентифицируется нами как однородная мода прецессии с $k = 0$. В то же время в продольной геометрии эксперимента для Ru_{140} нами регистрируются неоднородные моды прецессии в виде стоячих обменных спиновых волн (рис. 1в). Отсутствие в спектре СВР поверхностной моды в виде дополнительного пика в полях, больших поля основного максимума, свидетельствует о закреплении типа “легкая ось” на каждой поверхности пленки. Спектры Ru_{140} сохраняют подобную структуру, а следовательно, и подобные условия закрепления на поверхностях пленки вплоть до $\theta_H = 9^\circ$. СВЧ-спектры каждой из двух пленок (рис. 1б, 1г) в перпендикулярной геометрии эксперимента ($\theta_H = 0^\circ$) демонстрируют несколько хорошо различимых пиков, обусловленных возбуждением обменных стоячих спиновых волн. Спектр Ru_{140} , помимо стоячих волн, содержит “затухающую” поверхностную моду в полях, больших первой объемной моды.

Последнее свидетельствует о реализации граничных условий на одной из поверхностей пленки типа “легкая плоскость”. Позиции резонансных полей H_n неоднородных мод в СВР спектрах образцов описываются линейными зависимостями от квадрата номера моды вне связи с геометрией эксперимента (рис. 1д). Справедливость предположения о регистрации спектра СВР во всем диапазоне углов θ_H для Ru_{140} подтверждается достаточно близкими значениями эффективной обменной жесткости (в полевых единицах (7)) 27 ± 1.5 и 24 ± 1.5 Э при 0° и 90° соответственно.

Идентификация отдельных пиков вблизи $\theta_H = 90^\circ$ проведена с учетом соотношения интенсивностей соседних пиков от угла θ_H . Во-первых, отметим преобладание интенсивности поверхностной моды I_S над интенсивностью первой обменной моды I_1 для Ru_{140} [26, 32, 33].

Во-вторых, соотношение интенсивностей между двумя объемными модами должно слабо зависеть от угла, в то время как соотношение интенсивностей между поверхностной и первой объемной модой критично к углу (рис. 1е, 1ж). Смена соотношения с $I_S > I_1$ на $I_S < I_1$ обусловлена постепенным уменьшением вклада граничных

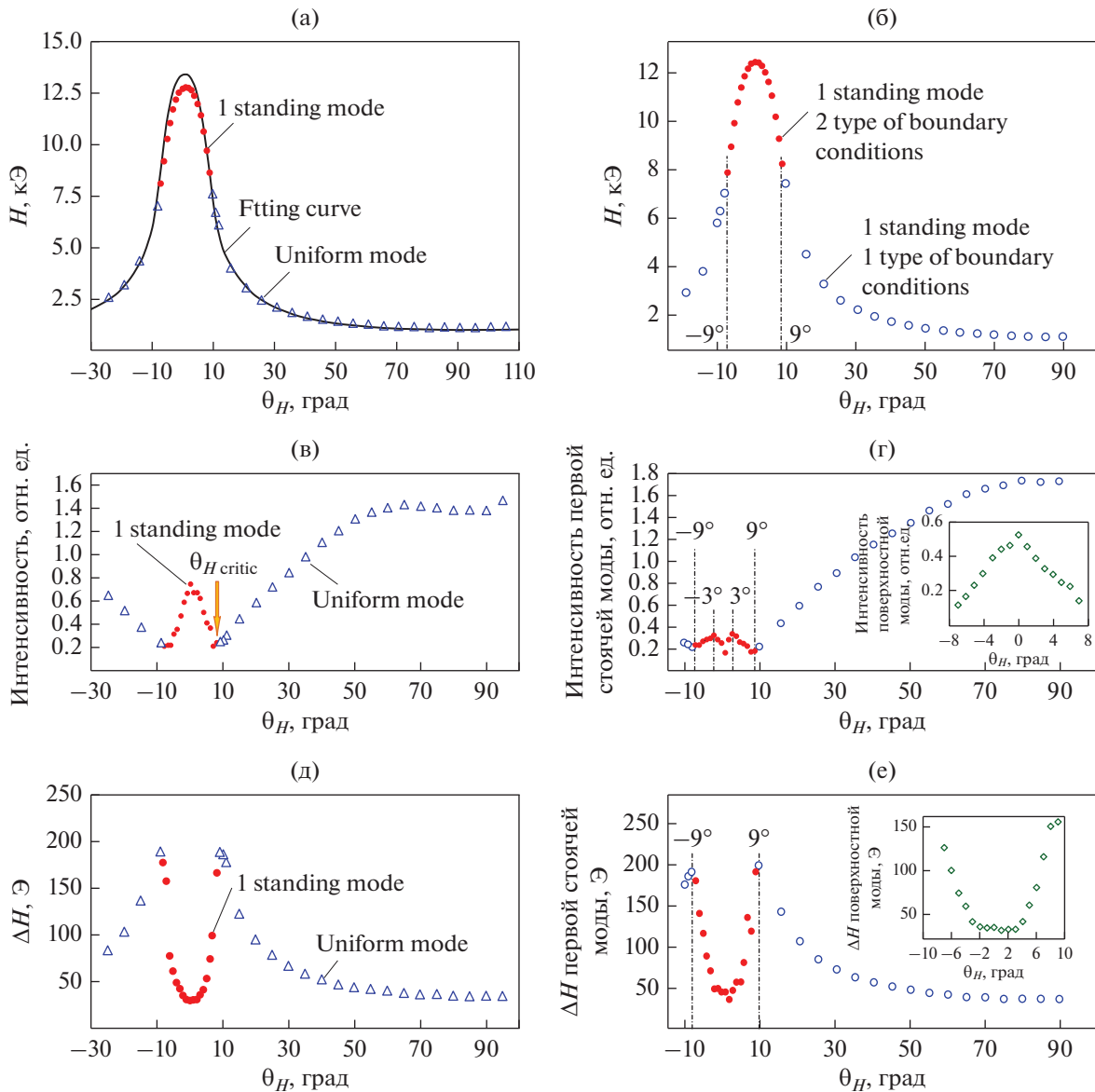


Рис. 2. Угловые зависимости H_{res} (а, б), I (в, г) и ΔH (д, е) для пленок Ru_70 (а, в, д) и Ru_140 (б, г, е). На вставках показаны угловые зависимости поверхностной моды.

условий на формирование волн намагниченности по толщине пленки при отклонении от $\theta_H = 0^\circ$.

В-третьих, функциональные зависимости отношений интенсивностей ближайших мод от угла отличаются в зависимости от их характера распределения по пленке (рис. 1е, 1ж).

Отношение I_1/I_S линейно возрастает с увеличение угла между внешним полем и нормалью к плоскости пленки (рис. 1ж), I_1/I_2 демонстрирует точки экстремумов при $\theta_H = 0^\circ$ и $\theta_H = \theta_{H \text{ крит}}$ (рис. 1е), где $\theta_{H \text{ крит}}$ – критический угол, при котором происходит смена типа колебаний с однородных на неоднородные.

Угловые зависимости параметров первой стоячей моды или однородного пика исследуемых пленок представлены на рис. 2. Изменения типа колебаний с однородных (ФМР) на неоднородные (СВР) для образца Ru_70 фиксировали сразу по двум признакам: структуре регистрируемого спектра (появление дополнительных пиков в диапазоне углов $-8^\circ \leq \theta_H \leq 8^\circ$) и изменению хода угловой зависимости интенсивности наибольшего регистрируемого пика при $\theta_H = 8^\circ$ (рис. 2в). Интересно отметить, что переход от одних условий закрепления к другим при конечных значениях константы поверхностного закрепления, что наблюдается для Ru_140, также сопровождается

Таблица 1. Магнитные параметры

Образец	M_{eff} , Гс	$A \times 10^{-6}$, эрг/см	K_S , эрг/см ²
Pу_70	812 ± 20	0.23 ± 0.02	–
Pу_140	$\theta_H = 0^\circ$	750 ± 15	0.26 ± 0.02
	$\theta_H = 90^\circ$		0.16 ± 0.02

сменной хода угловой зависимости интенсивности первой стоячей обменной моды. Сопоставление угловых зависимостей интенсивностей первых объемных мод Pу_70 и Pу_140 в диапазоне углов $-8^\circ \leq \theta_H \leq 8^\circ$ выявляет влияние граничных условий типа “легкая плоскость” на интенсивность первой объемной моды. Отсутствие поверхностных пиков в СВЧ-спектре пленки Pу_70 свидетельствует о типе граничных условий на обеих поверхностях “легкая ось”, и интенсивность первой объемной моды достигает максимума при $\theta_H = 0^\circ$. Поверхностная анизотропия типа “легкая плоскость” реализуется на одной из поверхностей пленки Pу_140 при перпендикулярной геометрии эксперимента, а максимально интенсивным пиком при $\theta_H = 0^\circ$ является поверхностный, экстремумы первой объемной моды наблюдаются при $\theta_H = 3^\circ$ и $\theta_H = -3^\circ$ (рис. 2).

Оценка угловых зависимостей ширины линии должна проводиться с учетом соотношения $(\omega/\gamma)/4\pi M_S$ [35, 36]. Авторы [35] изучили резонансные кривые, рассчитанные по (2)–(4) при разных фиксированных частотах резонатора, и отметили, что в случае $(\omega/\gamma)/4\pi M_S \sim 0.1$ и при значении θ_H в диапазоне 2° – 10° наблюдается ложное увеличение ΔH . Наблюдаемый эффект обусловлен анизотропией формы. Учитывая, что отношение $(\omega/\gamma)/4\pi M_S$ для наших систем близко к 0.1, мы считаем, что “физическая” ширина линии поглощения ΔH как для Pу_70, так и для Pу_140 не зависит от θ_H , а при оценке ΔH для вычисления параметра релаксации следует использовать крайние значения углового диапазона. Величина физической ΔH при θ_H , равном 0° и 90° , для Pу_70 составляет ~ 30 Э, для Pу_140 ~ 40 Э. В то же время ход кривой $\Delta H(\theta_H)$ представляет качественный интерес и позволяет по точкам экстремумов устанавливать критические углы θ_H .

Приняв поле перпендикулярной анизотропии равным -100 Э в выражениях (2)–(4), была рассчитана подгоночная кривая для образца Pу_70, которая достаточно точно совпадает с позициями экспериментальных резонансных полей однородной моды (относительная ошибка в величине поля не более 5%) (рис. 2а). Величина M_S , которая использована при расчете подгоночной кривой, составила 820 ± 20 Гс и была измерена на вибрационном магнетометре.

Значения H_{res} , ΔH и I позволили установить константу обменного взаимодействия A , константу поверхностной анизотропии K_S , эффективную намагниченность M_{eff} (табл. 1).

Угловая зависимость интенсивности пика (рис. 2в, 2г) позволяет оценить критический угол θ_H , при котором происходит либо смена типа колебания от однородного к неоднородному ($\theta_H \approx 8^\circ$ для Pу_70), либо смена граничных условий закрепления ($\theta_H \approx 8^\circ$ для Pу_140).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Угловая зависимость интенсивности регистрируемого пика СВЧ-кривой позволяют точно установить тип колебания – однородное или неоднородное (поверхностная или объемная стоячая мода). Соотношение между интенсивностями двух соседних пиков в случае незначительного отличия по величине их резонансных полей можно использовать при идентификации поверхностных (гиперболических) и объемных (тригонометрических) неоднородных колебаний намагниченности. В первом случае, при сравнении интенсивностей двух соседних объемных мод, изменения в знаке соотношения не происходит – мода с меньшим волновым числом k в диапазоне углов реализации неоднородных колебаний имеет большую интенсивность, а соотношение I_k/I_{k+1} больше единицы. Во втором случае, при сравнении интенсивностей поверхностной моды и первой объемной стоячей моды, наблюдается смена знака соотношения. $I_S > I_1$ изменяется на $I_S < I_1$ после некоторого критического угла $\theta_{H \text{ крит}}$. Также стоит отметить линейный характер зависимости I_1/I_S от угла θ_H .

Обнаружено, что углу $\theta_{H \text{ крит}}$, при котором происходит изменение типа колебания с однородного на неоднородный, соответствует точка экстремума (минимума) угловой зависимости интенсивности. Вид зависимости $I(\theta_H)$ отражает тип поверхностных условий на границах пленки. Интенсивность первой стоячей обменной моды, когда на каждой поверхности пленки тип закрепления “легкая ось”, плавно увеличивается в диапазоне углов от $\theta_{H \text{ крит}}$ до 0° (или уменьшается в диапазоне углов от 0° до $\theta_{H \text{ крит}}$) и характеризуется максимальным значением при $\theta_H = 0^\circ$. Зависимость $I(\theta_H)$ при реализации хотя бы на одной поверхности пленки закрепления типа “легкая плоскость” демонстрирует минимальное значение I_1 при $\theta_H = 0^\circ$ и максимальные значения I_1 , расположенные симметрично относительно $\theta_H = 0^\circ$.

Таким образом, угловые зависимости резонансного поля, интенсивности и ширины линии наравне со структурой СВЧ-спектров отражают как изменение типа колебания с однородного на

неоднородный, так и тип поверхностного закрепления. Особенности угловых зависимостей параметров регистрируемых пиков СВЧ-спектра способствуют точной верификации спектров и, как следствие, корректному определению как объемных, так и поверхностных параметров магнитной системы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kruglyak V.V., Davies C.S., Tkachenko V.S., Gorobets O.Y., Gorobets Y.I., Kuchko A.N.* Formation of the band spectrum of spin waves in 1D magnonic crystals with different types of interfacial boundary conditions // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2017. V. 50. P. 094003.
2. *Stognij A.I., Lutsev L.V., Bursian V.E., Novitskii N.N.* Growth and spin-wave properties of thin $Y_3Fe_5O_{12}$ films on Si substrates // *J. Appl. Phys.* 2015. V. 118. P. 023905.
3. *Исхаков Р.С., Столяр С.В., Чижик М.В., Чеканова Л.А.* Спин-волновой резонанс в мультислойных пленках (одномерных магнетонных кристаллах). Правила идентификации // *Письма в ЖЭТФ.* 2011. Т. 94. С. 325–329.
4. *Jacobi D.M., Sallica Leva E., Álvarez N., Vásquez Mansilla M., Gómez J., Butera A.* Angular and frequency dependence of standing spin waves in FePt films // *J. Appl. Phys.* 2012. V. 111. P. 033911.
5. *Stolyar S.V., Yakovchuk V.Y., Vazhenina I.G., Iskhakov R.S.* Study of Surface Anisotropy of the Interface of Two-layer DyCo/FeNi Films by the Spin-wave Resonance Method // *J. Supercond. Nov. Magn.* 2021. V. 34. P. 2969–2975.
6. *Исхаков Р.С., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Вазенина И.Г.* Спин-волновой резонанс в обменно-связанных трехслойных FeNi/Cu/FeNi планарных структурах // *ФТТ.* 2021. Т. 62. С. 1658–1664.
7. *Thirupathi G., Singh R.* Structural and FMR line shape analysis of Mn Zn-ferrite nanoparticles // *AIP Conference Proceedings.* 2015. V. 1665. P. 050133.
8. *Чеканова Л.А., Комогорцев С.В., Денисова Е.А., Кузовникова Л.А., Немцев И.В., Ярославцев Р.Н., Исхаков Р.С.* Ширина линии ферромагнитного резонанса в порошках частиц “ядро–оболочка” // *Изв. РАН. Сер. физическая.* 2017. Т. 81. С. 380–382.
9. *Dreher L., Bihler C., Peiner E., Waag A., Schoch W., Limmer W., Goennenwein S.T.B., Brandt M.S.* Angle-dependent spin-wave resonance spectroscopy of (Ga,Mn)As films // *Phys. Rev. B.* 2013. V. 87. P. 224422.
10. *Дмитриев А.И., Моргунов Р.Б., Казакова О.Л., Танимото Й.* Спин-волновой резонанс в пленках $Ge_{1-x}Mn_x$, обладающих перколяционным ферромагнетизмом // *ЖЭТФ.* 2009. Т. 135. С. 1134–1141.
11. *Liu X., Furdyna J.K.* Ferromagnetic resonance in $Ga_{1-x}Mn_xAs$ dilute magnetic semiconductors // *J. Phys. Condens. Matter.* 2006. V. 18. P. R245–R279.
12. *Butera A., Zhou J.N., Barnard J.A.* Ferromagnetic resonance in as-deposited and annealed Fe–SiO₂ heterogeneous thin films // *Phys. Rev. B.* 1999. V. 60. P. 12270–12278.
13. *Denisova E.A., Komogortsev S.V., Iskhakov R.S., Chekanova L.A., Balaev A.D., Kalinin Y.E., Sitnikov A.V.* Magnetic anisotropy in multilayer nanogranular films (Co₄₀Fe₄₀B₂₀)₅₀(SiO₂)₅₀/α-Si:H // *J. Magn. Magn. Mater.* 2017. V. 440. P. 221–224.
14. *Balaev D.A., Krasikov A.A., Dubrovskiy A.A., Popkov S.I., Stolyar S.V., Bayukov O.A., Iskhakov R.S., Ladygina V.P., Yaroslavtsev R.N.* Magnetic properties of heat treated bacterial ferrihydrite nanoparticles // *J. Magn. Magn. Mater.* 2016. V. 410. P. 171–180.
15. *Столяр С.В., Ярославцев Р.Н., Исхаков Р.С., Баюков О.А., Балаев Д.А., Дубровский А.А., Красиков А.А., Ладыгина В.П., Воротынов А.М., Волочаев М.Н.* Магнитные и резонансные свойства наночастиц ферригидрита, легированных кобальтом // *ФТТ.* 2017. Т. 59. С. 538–545.
16. *Исхаков Р.С., Середкин В.А., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Яковчук В.Ю.* Спин-волновой резонанс в трехслойных пленках NiFe/Dy_xCo_{1-x}/NiFe как метод регистрации неоднородностей структуры аморфных слоев Dy_xCo_{1-x} // *Письма в ЖЭТФ.* 2002. Т. 76. С. 779–783.
17. *Вазенина И.Г., Исхаков Р.С., Чеканова Л.А.* Спин-волновой резонанс в химически осажденных Fe–Ni пленках: измерения спин-волновой жесткости и константы поверхностной анизотропии // *ФТТ.* 2018. Т. 60. С. 287–293.
18. *Puzkarski H., Tomczak P.* Spin-wave resonance as a tool for probing surface anisotropies in ferromagnetic thin films: Application to the study of (Ga,Mn)As // *Surf. Sci. Rep.* 2017. V. 72. P. 351–367.
19. *Завойский Е.К.* Магнитоспиновый резонанс в ферромагнетиках на сантиметровых волнах // *ЖЭТФ.* 1947. Т. 17. С. 883–888.
20. *Griffiths J.H.E.* Anomalous High-frequency Resistance of Ferromagnetic Metals // *Nature.* 1946. V. 158. P. 670–671.
21. *Kittel C.* Interpretation of Anomalous Larmor Frequencies in Ferromagnetic Resonance Experiment // *Phys. Rev.* 1947. V. 71. P. 270–271.
22. *Kittel C.* On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption // *Phys. Rev.* 1948. V. 73. P. 155–161.
23. *Seavey M.H., Tannenwald P.E.* Direct Observation of Spin-Wave Resonance // *Phys. Rev. Lett.* 1958. V. 1. P. 168–169.
24. *Kittel C.* Excitation of Spin Waves in a Ferromagnet by a Uniform rf Field // *Phys. Rev.* 1958. V. 110. P. 1295–1297.
25. *Ament W.S., Rado G.T.* Electromagnetic Effects of Spin Wave Resonance in Ferromagnetic Metals // *Phys. Rev.* 1955. V. 97. P. 1558–1566.
26. *Корчагин Ю.А., Хлебопрос Р.Г., Чистяков Н.С.* Спин-волновой резонанс в магнитных пленках с дополнительными поверхностными слоями // *ФММ.* 1972. Т. 34. С. 1303–1305.
27. *Suhl H.* Ferromagnetic Resonance in Nickel Ferrite Between One and Two Kilomegacycles // *Phys. Rev.* 1955. V. 97. P. 555–557.
28. *Smit J., Beljers H.G.* Ferromagnetic resonance absorption in BaFe₁₂O₁₂, a highly anisotropic crystal // *Philips Res. Repts.* 1955. V. 10. P. 113–130.

29. *Artman J.O.* Ferromagnetic Resonance in Metal Single Crystals // *Phys. Rev.* 1957. V. 105. P. 74–84.
30. *Nisenoff M., Terhune R.W.* Experimental Studies of Standing Spin-Wave Modes in Ferromagnetic Films // *J. Appl. Phys.* 1964. V. 35. P. 806–807.
31. *Yu J.T., Turk R.A., Wigen P.E.* Exchange-dominated surface spin waves in thin yttrium-iron-garnet films // *Phys. Rev. B.* 1975. V. 11. P. 420–434.
32. *Корчагин Ю.А., Хлебопрос Р.Г., Чистяков Н.С.* Спектр спин-волнового резонанса в тонком ферромагнитном слое со смешанными граничными условиями // *ФТТ.* 1972. Т. 14. С. 2121–2123.
33. *Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш.* Физические свойства и применение магнитных пленок. Новосибирск: Наука, 1975. 222 с.
34. *Wigen P.E., Kooi C.F., Shanabarger M.R., Cummings U.K., Baldwin M.E.* Angular Dependence of Spin Pinning in Thin Ferromagnetic Films // *J. Appl. Phys.* 1963. V. 34. P. 1137–1139.
35. *Tannenwald P.E., Seavey M.H.* Ferromagnetic Resonance in Thin Films of Permalloy // *Phys. Rev.* 1957. V. 105. P. 377–378.
36. *Zakeri K., Lindner J., Barsukov I., Meckenstock R., Farle M., von Hörsten U., Wende H., Keune W., Rocker J., Kalarickal S.S., Lenz K., Kuch W., Baberschke K., Frait Z.* Spin dynamics in ferromagnets: Gilbert damping and two-magnon scattering // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 76. P. 104416.